

# Вихри на поверхности нормального гелия He-I, порождаемые термогравитационной конвекцией Рэлея–Бенара в объеме слоя жидкости

А. А. Пельменев<sup>+,\*</sup>, А. А. Левченко<sup>+</sup>, Л. П. Межов-Деглин<sup>+,1)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

<sup>\*</sup>Филиал Федерального исследовательского центра химической физики РАН, 142432 Черногловка, Россия

Поступила в редакцию 6 сентября 2019 г.

После переработки 9 сентября 2019 г.

Принята к публикации 9 сентября 2019 г.

Экспериментально обнаружено, что возникновение термогравитационной конвекции Рэлея–Бенара в объеме подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I в неподвижном сосуде при температурах, близких к  $T_\lambda$ , сопровождается генерацией вихрей на свободной поверхности He-I. Взаимодействие этих вихрей между собой и с вертикальными вихревыми структурами, которые формируются в объеме слоя в процессе установления турбулентной Рэлея–Бенара конвекции, приводит к появлению крупномасштабных вихрей (вихревого диполя) на поверхности. При нагреве слоя жидкости выше 2.3 К конвекция Рэлея–Бенара в объеме быстро затухает со временем. В отсутствие накачки, в интервале температур  $T = 2.6–3.3$  К максимальные значения энергии крупномасштабных вихрей на поверхности  $E_{\max}$  в  $k$ -пространстве со временем уменьшаются пропорционально  $E_{\max} \sim t^{-1}$ .

DOI: 10.1134/S0370274X19200062

**1. Введение.** Ранее [1, 2] мы сообщали о наблюдении волновых решеток и квазидвумерных вихрей на поверхности сверхтекучего He-II, которые возникали в результате нелинейного взаимодействия между собой неколлинеарных гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкости в вибрирующей ячейке. В данной статье приведены и обсуждаются первые результаты наблюдений за возникновением и эволюцией системы вихрей на свободной поверхности подогреваемого сверху слоя нормального гелия He-I глубиной 3 см в неподвижном широком цилиндрическом сосуде внутренним диаметром  $D = 12.4$  см. Вихри на поверхности He-I возникают при плавном повышении температуры сверхтекучего He-II в сосуде выше критической  $T_\lambda = 2.172$  К. Их появление можно связать с возбуждением термогравитационной конвекции Рэлея–Бенара (РБ) [3, 4, 5] в объеме нагреваемого сверху слоя He-I в поле силы тяжести в интервале температур  $T_\lambda < T_2 < T_1 \leq T_m$ , где  $T_2$  – температура жидкости на дне сосуда,  $T_1$  – температура на поверхности слоя,  $T_m = 2.178$  К – температура, где плотность He-I проходит через максимум [5, 6]. Ранее возможность возбуждения вихревого течения на свободной поверхности He-I

при возникновении РБ конвекции в объеме He-I [5] в литературе не обсуждали. Из-за малой объемной вязкости жидкого гелия макроскопические вихри на поверхности He-I слабо затухают со временем. Это позволяет проследить за эволюцией вихревой системы: от зарождения вихрей характерными размерами порядка  $D/10$  на поверхности слоя при плавном повышении температуры выше  $T_\lambda$  к двум крупномасштабным вихрям (вихревому диполу) характерными размерами порядка  $D/2$ , и далее, при последующем нагреве слоя жидкости выше 2.3 К, где конвективные течения в объеме подогреваемого сверху слоя He-I быстро затухают, наблюдать за эволюцией вихревой системы на поверхности He-I со временем в отсутствие накачки.

Конвективный механизм переноса тепла в жидкостях и газах играет существенную роль в природе (от физики космоса до конвекции в атмосфере Земли и на дне океанов) и в технике. Поэтому интенсивные исследования РБ конвекции в различных средах широко проводятся в настоящее время. Списки цитируемой литературы в различных публикациях включают сотни наименований (см. например, [3, 4, 7]). Жидкий гелий He-I и плотный газообразный  $^4\text{He}$  при низких температурах – удобный модельный объект для изучения особенностей термогравитационной конвекции в конденсированных системах [8].

<sup>1)</sup>e-mail: mezhov@issp.ac.ru

Однако в предыдущих исследованиях РБ конвекции в слое плотного  $^4\text{He}$  [8–12] измерения проводили в условиях *ограниченной геометрии*: слой гелия был расположен между двумя твердыми пластинами, изготовленными из материалов с высокой теплопроводностью. Хотя конвективный перенос тепла в слое He-I внутри стеклянного сосуда дюара играл существенную роль в экспериментах Пешкова [5], где изучали свойства жидкого гелия вблизи  $T_\lambda$ , обсуждению явлений, которые могут наблюдаться на *свободной поверхности слоя жидкости в поле силы тяжести* в процессе установления РБ конвекции и формирования вертикальных вихревых ячеек в объеме, ранее не уделяли внимания. Аналогичная ситуация существовала до появления сообщений о наблюдениях генерации квазидвумерных классических вихрей, возникающих в результате нелинейного взаимодействия между неколлинеарными поверхностными волнами, на поверхности воды [13–15], а затем и сверхтекучего He-II [1, 2].

## 2. Результаты экспериментов.

**2.1. Схема измерений.** Конструкция вставки в широкогорлый металлический криостат, предназначенной для изучения явлений на свободной поверхности жидкого гелия, была описана ранее [1, 2]. Схема проведения измерений показана на рис. 1. Цилиндрический рабочий сосуд 1 с внутренним диаметром  $D = 12.4$  см, толщиной стенок 0.2 см и высотой 4 см изготовлен из дюралюминия. Сосуд сверху герметично закрыт прозрачным окном из плексигласа толщиной 0.8 см. Капилляр 3 использовали для заполнения рабочего сосуда чистым газообразным  $^4\text{He}$  из наружного баллона. Глубину слоя жидкого гелия в сосуде контролировали наружной видеокамерой, соединенной с компьютеризованной системой сбора и обработки результатов измерений. Глубина слоя жидкости при проведении данных измерений была постоянной и составляла  $h \approx 2\text{--}3$  см. Резистивные термометры  $T_2$  и  $T_6$  на дне сосуда и в дополнительной ванне 5, которая служила для охлаждения рабочего сосуда 1, позволяли следить за температурой сверхтекучего He-II в рабочем сосуде и дополнительной ванне. Термомеханический насос 7 позволял периодически подливать He-II из гелиевой ванны криостата в дополнительную ванну.

Температуру жидкости в гелиевой ванне криостата и в дополнительной ванне 5 понижали до  $T \approx 1.6\text{--}1.8$  К откачкой паров жидкого  $^4\text{He}$  наружным форвакуумным насосом. По достижении теплового равновесия в объеме криостата откачку паров жидкого гелия прекращали, и температура сверхтекучего He-II в гелиевой ванне криостата начинала плавно

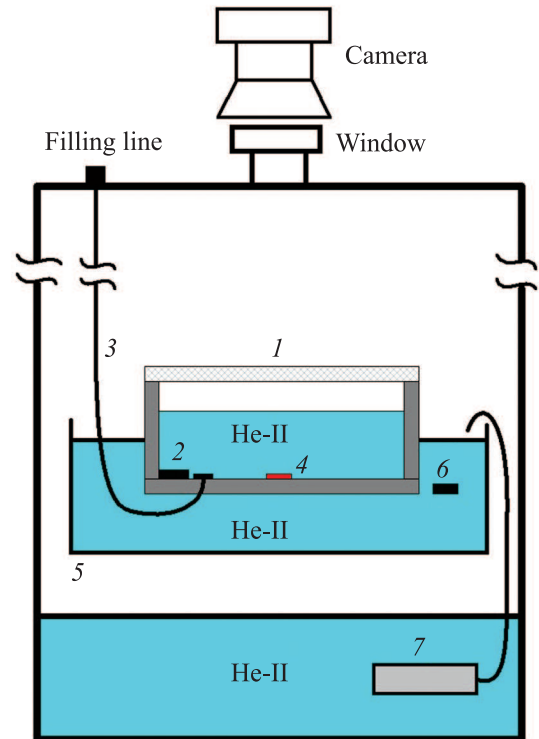


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема проведения измерений. 1 – рабочий сосуд, 2, 6 – резистивные термометры, 3 – линия подачи газообразного  $^4\text{He}$  в рабочий сосуд, 4 – резистивный нагреватель, 5 – дополнительная ванна, 7 – термомеханический насос

повышаться за счет внешнего теплоподвода. Графики, описывающие изменение температуры жидкости вблизи дна рабочего сосуда (кривая 1) и во вспомогательной ванне (кривая 2) со временем, а также рост давления насыщенных паров гелия в криостате (кривая 3) приведены на рис. 2.

Видно, что при  $T \leq T_\lambda$  температура He-II в сосуде  $T_2$  заметно выше температуры жидкости в дополнительной ванне  $\Delta T_{26} = T_2 - T_6 \approx 15$  мК. Перегрев He-II в рабочем сосуде относительно жидкости во вспомогательной ванне связан, в основном, с тем, что до 90% радиационного потока тепла  $Q_{\text{rad}}$ , который излучает верхняя крышка криостата, находящаяся при комнатной температуре ( $Q_{\text{rad}} \approx \sigma T^4 \approx 4 \cdot 10^{-2}$  Вт/см $^2$ ), поглощается плексигласовой крышкой рабочего сосуда 1. Температура плексигласовой крышки выше температуры жидкого гелия внутри рабочего сосуда, поэтому внутри сосуда 1 возникает поток тепла, который направлен вниз от плексигласовой крышки по гелиевому пару и стенкам сосуда к поверхности жидкого гелия в сосуде, и далее через дно и стенки сосуда тепло передается He-II во вспомогательной ванне 5. По разности тем-

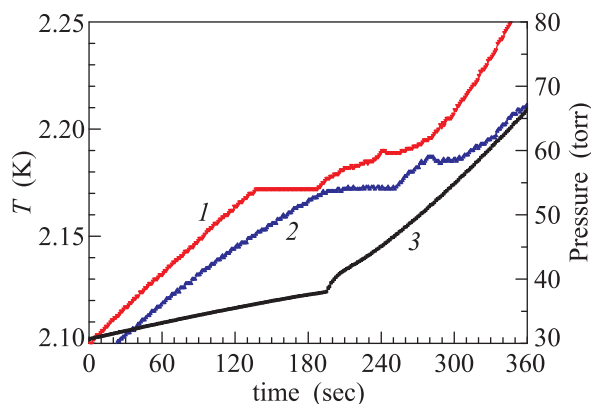


Рис. 2. (Цветной онлайн) Повышение температуры и давления паров гелия  $P$  в криостате со временем при закрытой откачке. Красная кривая 1 – температура слоя жидкости на дне сосуда  $T_2$ , синяя кривая 2 – температура жидкого гелия в дополнительной ванне  $T_6$ . Черная кривая 3 – давление паров гелия  $P$  внутри криостата

ператур между He-II в сосуде и во вспомогательной ванне  $\Delta T_{26} = 15$  мК при температуре  $T_6 = 2.15$  К и известному из измерений [17] значению теплового сопротивления Капицы  $R_K \approx (30/T^3)$  К см<sup>2</sup>/Вт на границе He-II – металлическая стенка можно оценить по порядку величины плотность потока тепла  $Q_K$ , направленного от стенок сосуда 1 к He-II в ванне 5:  $Q_K \approx \Delta T_{26}/2R_K \approx 3 \cdot 10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup>. Видно, что  $Q_K \ll Q_{rad}$ , т.е. плексигласовая крышка и стенки сосуда, выступающие над дополнительной ванной, охлаждаются в основном за счет теплообмена с окружающим холодным гелиевым паром. Плотность потока тепла от плексигласовой крышки по насыщенному гелиевому пару к поверхности слоя жидкости в сосуде менее или порядка  $Q_K$ .

Плато на кривых 1 и 2 соответствуют установлению конвективного механизма тепла в слое подогреваемого сверху He-I в интервале температур  $T_\lambda \leq T_2 < T_1 \leq T_m$ , как и в экспериментах Пешкова [5]. Когда температура жидкости на дне сосуда 1 (или дополнительной ванны 5 на рис. 1) поднимается выше  $T_m$ , плотность холодной жидкости на дне сосуда или ванны превосходит плотность He-I жидкости на поверхности слоя, и конвекция быстро затухает. В результате теплопроводность слоя падает и на кривых 1 и 2 на рис. 2 возникают изломы.

2.2. Возникновение термогравитационной конвекции Рэлея-Бенара в слое He-I при плавном повышении температуры жидкости в сосуде выше  $T_\lambda$ . Плотность жидкого <sup>4</sup>He при давлении насыщенных паров проходит через максимум при темпера-

туре  $T_m = 2.178$  К на 6 мК выше  $T_\lambda$  [5, 6]. Поэтому в интервале температур  $T_\lambda \leq T_2 < T_1 \leq T_m$ , где  $T_1$  – температура на свободной поверхности жидкости, в слое неоднородно нагретого He-I в поле силы тяжести создаются условия, достаточные для развития конвективной неустойчивости РБ [3, 4]. Воспользовавшись известными из [6] значениями плотности жидкого гелия  $\rho \approx 0.14$  г/см<sup>3</sup>, кинематической вязкости  $\nu \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с, температуропроводности  $\chi \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/с и температурного коэффициента расширения  $\beta \approx 25 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> He-I при  $T \approx 2.175$  К, и полагая, что разность температур на поверхности нагреваемого сверху слоя и на дне сосуда  $\Delta T = T_1 - T_2 \approx 0.003 \div 0.006$  К, можно оценить, что в указанном выше интервале температур число Прандтля, которое зависит только от свойств самой жидкости, равно

$$P = \nu/\chi \approx 0.6, \tag{1}$$

а число Рэлея  $Ra$ , которое зависит также от разности температур  $\Delta T$  и глубины слоя  $h$ , достигает значений

$$Ra = g\Delta Th^3(\beta/\nu\chi) \approx 10^7 - 10^8. \tag{2}$$

Найденное в (2) значение числа Рэлея на 3–4 порядка выше приводимого в [4] критического значения числа Рэлея  $Rac \approx 1100$  для случая свободной поверхности жидкости. При  $Ra \geq Rac$  состояние покоя свободной поверхности жидкости в поле силы тяжести становится неустойчивым по отношению к сколь угодно малым возмущениям, и в объеме слоя неподвижной жидкости должно возникать конвективное движение, периодическое в плоскости  $xy$  (ось  $z$  параллельна силе тяжести и направлена вверх) [3, 4]. При достижении стационарного режима в объеме жидкости возникнут прилегающие друг к другу одинаковые вертикальные ячейки, в каждой из которых жидкость движется по замкнутым траекториям, не переходя из одной ячейки в другую ячейку (при  $Rac = 1100$ , критическое волновое число равно  $k_c = 2.68$  см<sup>-1</sup>). Иными словами, при  $Ra \gg Rac$  в подогреваемом сверху слое He-I со временем должна установиться турбулентная конвекция [3, 4, 18].

Визуально наблюдать возникновение конвективных ячеек в объеме He-I, к сожалению, не удастся. Но зато можно оценить характерные времена установления стационарного состояния при РБ конвекции [3, 4]:

$$Ra = (\tau_\nu \tau_\chi)/\tau_b^2 \tag{3}$$

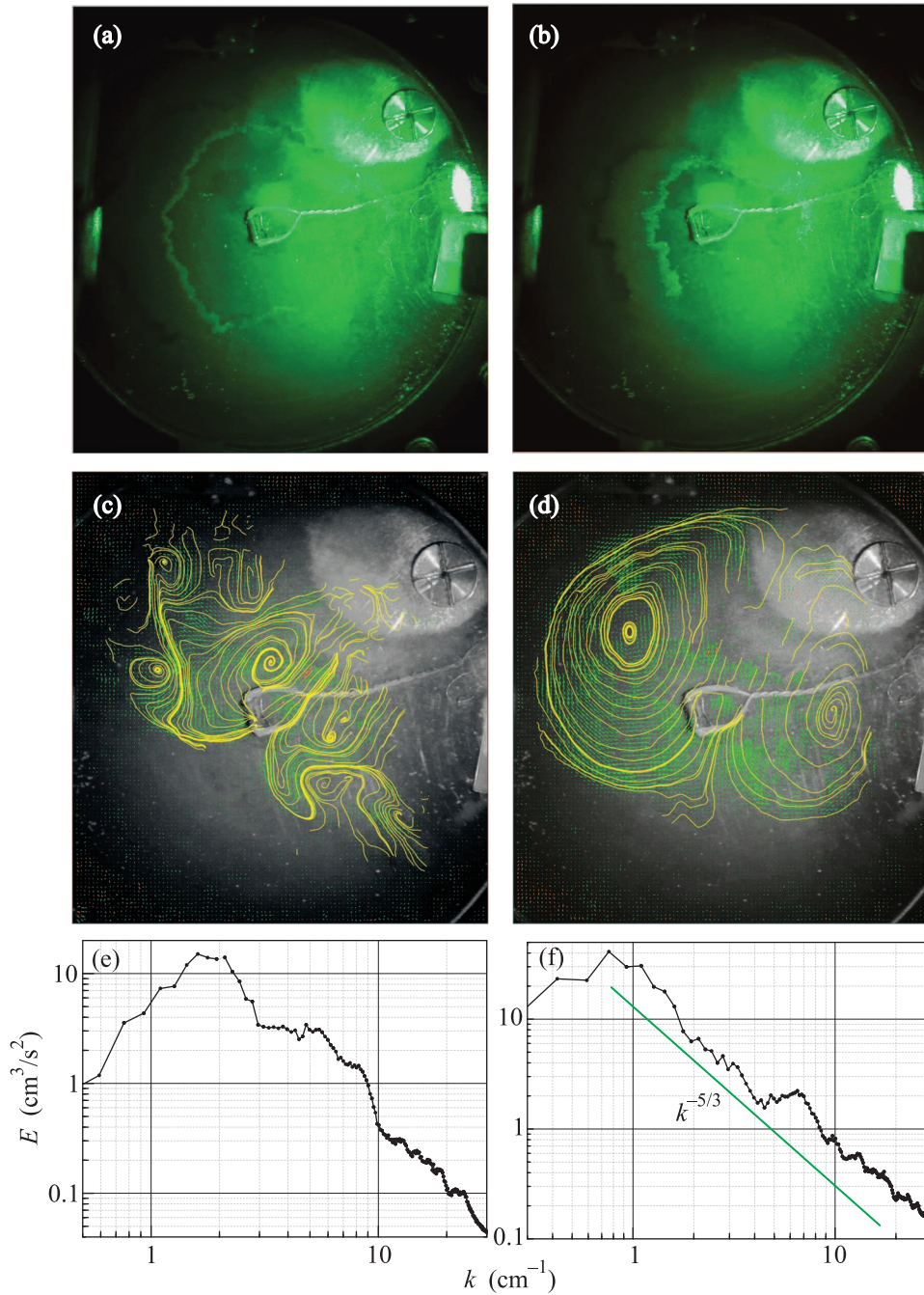


Рис. 3. (Цветной онлайн) Возникновение вихревого течения на поверхности He-I при нагреве слоя жидкости выше  $T_\lambda$ . Видеокдры (a) и (b) – положение фронта трассеров, которые движутся на поверхности от стенок к центру сосуда, в моменты времени:  $t = 130$  с (a), 135 с на рис. 2; на фото видны также крепление капилляра набора и нагреватель, расположенные на дне сосуда. Кадры (c), (d) – линии тока (желтые кривые) на поверхности He-I в моменты  $t = 140$  с и 190 с; (e), (f) – распределение энергии вихрей на поверхности  $E(k)$  в те же моменты

характерное время всплывания (*buoyancy*) более легкого слоя жидкости со дна сосуда за счет сил Архимеда составляет

$$\tau_b = (h/g\beta\Delta T)^{-1/2} \approx 5 \text{ с} \quad (3a)$$

характерное время диффузионного переноса потока тепла через слой глубиной 3 см,

$$\tau_\chi = h^2/\chi \approx 3.5 \cdot 10^4 \text{ с} \quad (3b)$$

и характерное время вязких потерь (*dissipation*) в объеме

$$\tau_\nu = h^2/\nu \approx 6.3 \cdot 10^4 \text{ с.} \quad (3\text{с})$$

Как следует из наших наблюдений (рис. 2) и оценок (3а), вертикальное движение под свободной поверхностью He-I становится существенным уже через 10–15 с после перехода через  $T_\lambda$ . Это приводит к появлению плато на кривой 1 между 140 и 190 с, где температура слоя вблизи дна сосуда стабилизируется на уровне  $T_2 \leq T_m$ .

**2.3. Возникновение вихрей на поверхности слоя He-I.** Для визуализации движений на поверхности жидкого гелия мы использовали, как и ранее [1, 2], предварительно отсортированные по массе легкие полые стеклянные микросферы средним диаметром 50 мкм [19]. Стеклянный порошок заранее насыпали на дно сосуда. При наборе жидкости в сосуд стеклянные микросферы всплывали в жидком гелии и локализовались в тонком слое под поверхностью жидкости. Как показали наблюдения [1, 2, 19], в жидком гелии стеклянные микросферы объединялись в устойчивые плоские агрегаты (трассеры) характерными размерами порядка 0.1 ~ 0.2 мм, которые удерживались в тонком слое под поверхностью жидкости силами поверхностного натяжения и могли собираться на неподвижной поверхности в слабо связанные “примесные пятна”, характерными размерами порядка 1 см. Расположенная снаружи видеочкамера (рис. 1) позволяла регистрировать движение трассеров на поверхности жидкости. Для обработки видеозаписей, нахождения траекторий движения трассеров, вычисления полей скоростей и завихренности на поверхности гелия мы использовали программы обработки данных и алгоритмы расчетов, аналогичные применявшимся ранее в работах [1, 2, 13–15, 20].

Как показали наблюдения, в первые секунды после перехода температуры  $T_2$  через  $T_\lambda$  на поверхности слоя жидкости возникает интенсивное течение, направленное от стенок к центру сосуда. Кадры *a* и *b* на рис. 3 демонстрируют положение фронта движущихся трассеров на 130-й и 135-й секунде после включения видеозаписи на рис. 2. Центростремительная скорость движения фронта трассеров порядка  $v_f \sim 2$  см/с, т.е. при движении фронта пробных частиц число Рейнольдса достигает  $Re = Lv_f/\nu \sim 10^4$ , что указывает на возможность возникновения вихревого течения на поверхности жидкости. Вблизи центра сосуда фронты схлопываются, и на их месте на поверхности возникают несколько вихрей, с характерными размерами порядка 1 см (порядка  $D/10$ ), которые вращаются в разные сто-

роны (рис. 3с). Взаимодействие этих вихрей между собой и с конвективной вихревой системой, которая развивается в объеме слоя и служит источником движения на поверхности (“накачка энергии”), приводит к тому, что к 190-й секунде (край плато на кривой 1 на рис. 2) на поверхности He-I преобладают два крупномасштабных вихря (рис. 3е), характерными размерами порядка  $D/2$  (вихревой диполь) [21, 22]. При этом максимальные значения энергии на графиках (рис. 3д, ф), описывающих распределение энергии вихревой системы по волновым векторам  $E(k)$ , возрастают и смещаются в сторону малых  $k$ . Возникновение двух крупномасштабных вихрей на поверхности He-I, характерными размерами больше толщины слоя  $h$ , указывает на формирование обратного вихревого каскада на поверхности двумерного слоя.

При последующем повышении температуры слоя в целом выше  $T_m$ , где коэффициент  $\beta > 0$  (при  $t > 240$  с на рис. 2  $T \geq 2.6$  К), конвективное движение в объеме нагреваемого сверху слоя со временем затухает, соответственно, уменьшается максимальное значение энергии вихревой системы на поверхности. В отсутствие накачки, в интервале температур  $T = 2.6–3.3$  К (при  $t > 100$  с на рис. 4), максимальные значения энергии крупномасштабных

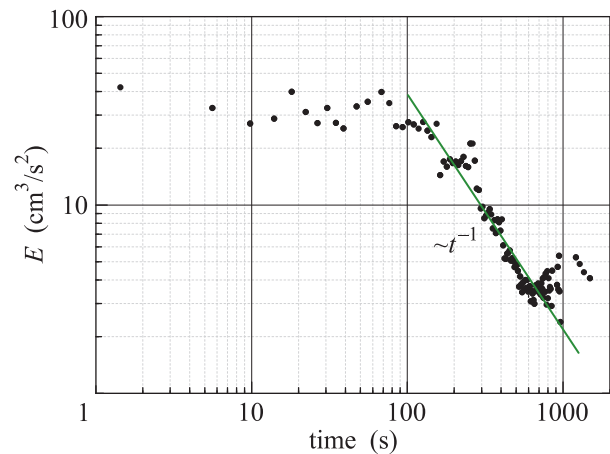


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость максимального значения энергии вихревой системы на поверхности  $E_{\max}$  от времени  $t$  при плавном возрастании температуры слоя He-I выше  $T_m$ , где вихревое течение в объеме (конвекция) быстро затухает. Начало оси абсцисс сдвинуто на  $\sim 190$  с по сравнению с рис. 2. Точки – эксперимент; сплошная прямая соответствует зависимости  $E_{\max} \sim t^{-1}$  при температурах  $T \geq 2.6$  К

вихрей на поверхности  $E_{\max}$  в  $k$ -пространстве со временем уменьшаются пропорционально  $E_{\max} \sim t^{-1}$ , что можно связать с затуханием при нелинейном вза-

имодействии между крупномасштабными вихрями, показанными на рис. 3. Эти исследования планируются продолжить.

**Закключение.** Основные результаты данных исследований таковы.

1. Обнаружено, что возникновение РБ конвекции в объеме нагреваемого сверху слоя He-I при температурах вблизи  $T_\lambda$  сопровождается генерацией вихревого течения на свободной поверхности слоя нормальной жидкости в неподвижном цилиндрическом сосуде

2. Взаимодействие вихрей между собой в процессе развития турбулентной конвекции РБ в объеме слоя (т.е. при наличии накачки) приводит к формированию двух крупномасштабных вихрей (вихревого диполя) на поверхности жидкости.

3. При дальнейшем повышении температуры подогреваемого сверху слоя выше 2.3 К турбулентная РБ конвекция в слое He-I со временем быстро затухает. В отсутствие объемной накачки энергия вихревой системы на поверхности слоя вязкой жидкости со временем убывает пропорционально  $E(k) \sim t^{-1}$ .

Работа выполнялась в рамках выполнения Госзадания ИФТТ РАН.

Авторы благодарны А. В. Лохову за техническую помощь и участникам объединенного семинара ИФТТ-ИТФ РАН “Нелинейные динамические системы” за интерес и активное обсуждение результатов исследований.

1. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Письма в ЖЭТФ **106**(3–4), 233 (2017) [A. A. Levchenko, L. P. Mezhev-Deglin, and A. A. Pelmenev, JETP Lett. **106**(4), 252 (2017)]; DOI: 10.1134/S0021364017160093.
2. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Физика низких температур **44**(10), 1284 (2018) [A. A. Levchenko, L. P. Mezhev-Deglin, and A. A. Pelmenev, Low Temp. Phys. **44**(10), 1005 (2018)]; DOI:10.1063/1.5055837
3. Л. Д. Ланду, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, М. (1986).
4. А. В. Гетлинг, *Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика*, Элиториал УРСС, М. (1999), 248 с. [A. V. Getling, *Rayleigh–Bénard Convection; Structures*

- and Dynamics*, World Scientific, Singapore (1998), 245 p.].
5. В. П. Пешков, А. П. Боровиков, ЖЭТФ **50**, 844 (1966) [V. P. Peshkov and A. P. Borovikov, Sov. Phys. JETP **23**(4), 559 (1966)].
  6. R. J. Donnelly and C. F. Barenghi, J. Phys. Chem. Ref. Data **27**, 1217 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.556028>.
  7. G. Falkovich, G. Boffetta, M. Shats, and A. S. Lanotte, Phys. Fluids **29**, 110901 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.5012997>.
  8. J. J. Niemela and K. R. Sreenivasan, J. Low Temp. Phys. **143**(5/6), 163 (2006); DOI: 10.1007/s10909-006-9221-9.
  9. R. W. Wfalden and G. Ahlers, J. Fluid Mech. **109**, 89 (1981).
  10. R. P. Behringer and G. Ahlers, J. Fluid Mech. **125**, 219 (1982).
  11. R. P. Behringer, Rev. Mod. Phys. **57**(3), 657 (1985).
  12. G. Ahlers, S. Grossmann, and D. Lohse, Rev. Mod. Phys. **81**(2), 503 (2009); DOI: 10.1103/RevModPhys.81.503.
  13. S. V. Filatov, V. M. Parfenyev, S. S. Vergeles, M. Y. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and V. V. Lebedev, Phys. Rev. Lett. **116**, 054501 (2016).
  14. S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, A. A. Levchenko, and L. P. Mezhev-Deglin, J. Surface Investigation X-ray Synchrotron and Neutron Techniques **12**(6), 1298 (2018); DOI: 10.1134/S1027451018050713.
  15. V. M. Parfenyev, S. V. Filatov, M. Yu. Brazhnikov, S. S. Vergeles, and A. A. Levchenko, <https://arxiv.org/abs/1905.01875>
  16. А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, Приборы и техника эксперимента **6**, 33 (2016).
  17. Л. П. Межов-Деглин, ЖЭТФ **71**, 1453 (1976) [L. P. Mezhev-Deglin, Sov. Phys. JETP **44**(40), 761 (1976)].
  18. A. Mazzino, Phys. Fluids **29**, 111102 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.4990083>.
  19. А. А. Левченко, Е. В. Лебедева, Л. П. Межов-Деглин, А. А. Пельменев, ФНТ **45**(5), 547 (2019) [A. A. Levchenko, E. V. Lebedeva, L. P. Mezhev-Deglin, and A. A. Pelmenev, Low Temp. Phys. **45**(5), 469 (2019); DOI: 10.1063/1.5097354.
  20. W. Thielicke and E. J. Stamhuis, J. Open Res. Software **2**(1), 30 (2014).
  21. H. Xia, D. Byrne, G. Falkovich, and M. Shats, Nature Phys. **7**, 321 (2011).
  22. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, Phys. Rev. E **93**, 033104 (2016).